// PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. 19. Januar 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

**Originalmitteilungen:**
J. Stevens, Wirkung der Magnetisierung auf den Elastizitätsmodul. S. 233.
J. Stevens, Eine Methode, die Oberflächenspannung zu messen. S. 233.
J. Stark, Elektrisches Leuchten, Zerstreuung der Kathodenstrahlen, Weglänge und Ionisation in durchströmten Gasen. S. 233.
J. Stark, Über die Schichtung in durchströmten Gasen. S. 236.
E. Dorn, Versuch einer Erklärung der Beobachtungen von Herrn E. Villari über Entwickelung von elektrischen Ladungen durch Röntgenluft. S. 238.
P. Mülfarth, Über Adsorption von Gasen an Glaspulver. S. 239.
**Vorträge und Diskussionen von der 72. Naturforscherversammlung zu Aachen:**
M. Reinganum, Über die Theorie der Zustandsgleichung und der inneren Reibung der Gase. S. 241.
M. Wien, Über die Erzeugung und Messung von Sinusströmen. S. 245.
**Besprechungen:**
W. Ostwald, Grundlinien der anorganischen Chemie. S. 247.
R. Arendt, Technik der Experimentalchemie. S. 248.
**Personalien.** S. 248.
**Berichtigungen.** S. 248.
**Anzeige.** S. 248.

# ORIGINALMITTEILUNGEN.

## Wirkung der Magnetisierung auf den Elastizitätsmodul.[1])

Von J. S. Stevens.

Der unten mitgeteilte Versuch ist der dritte einer Reihe von Experimenten, von denen die beiden ersten bereits in dieser Zeitschrift (I, 234 u. 593) beschrieben worden sind. Ein langer weicher Eisendraht wird aufgehängt und durch ein Gewicht straff gespannt. Eine Änderung in der Länge des Drahtes wird einem System von Hebeln mitgeteilt, welche die Änderung um mehr als das 1000fache vergrössert. Das Ende des letzten Hebels bewegt sich unter dem Felde eines Mikrometer-Mikroskops, dessen Hauptteilungen ungefähr gleich $^1/_{3000}$ mm sind. Der Draht ist von einer Spule, durch die der elektrische Strom fliesst, umgeben. In allen Fällen bewirkt die durch den Strom hervorgerufene Magnetisierung eine Verkürzung des Drahtes, und ist die letztere ungefähr proportional der Stromstärke. Eine grosse Anzahl von Beobachtungen wurde unter verschiedenen Bedingungen ausgeführt. Besondere Sorgfalt wurde dabei angewandt, um Wärmewirkungen zu eliminieren, deren Einfluss vernachlässigt werden konnte. Dieser Versuch, in Verbindung mit den anderen beiden, welche sich auf die Elastizität bei Biegung und Torsion beziehen, scheinen die Thatsache festzustellen, dass der Elastizitätsmodul von Drähten und Stäben durch Magnetisierung vergrössert wird. Diese Schlüsse sind wahrscheinlich von grosser Bedeutung für die Theorie der Konstitution der Materie und der Magnetisierung.

1) Ausführlich in Physic. Rev. 11, 95, 100.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

(Eingegangen 12. Dezember 1900.)

## Eine Methode, die Oberflächenspannung zu messen.

Von J. S. Stevens.

Die bisher benutzten Methoden zur direkten Messung der Oberflächenspannung litten an folgenden Nachteilen: Es war nicht möglich, Kräfte anzuwenden, um die Oberflächenspannung zu zerreissen, welche sich um hinreichend kleine Zunahmen voneinander unterschieden, und ausserdem hatten die Kräfte (Gewichte) stets ein gewisses Moment, wenn sie auf die Wagschale gelegt wurden. Bei der vorliegenden Methode schwimmt eine Scheibe oder ein Draht auf der Oberfläche der Flüssigkeit. In der Mitte der Scheibe ist senkrecht dazu ein weicher Eisendraht befestigt, welcher in die Flüssigkeit taucht. Dieser Draht ist von einer Spule umgeben. Fliesst durch letztere ein Strom, so wird der Draht zur Mitte der Spule gezogen, und bei einer bestimmten Kraft zerreisst die Oberfläche. Durch geeignete Widerstände lässt sich die anziehende Kraft um sehr kleine Grössen variieren; zu gleicher Zeit wirkt sie stetig und nicht ruckweise, wie bei den früheren Versuchen.

Die nach dieser Methode ausgeführten Versuche sind bisher nur roh gewesen; soweit sie reichen, gehorcht die Anziehung dem Gesetze der umgekehrten Quadrate.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

(Eingegangen 12. Dezember 1900.)

## Elektrisches Leuchten, Zerstreuung der Kathodenstrahlen, Weglänge und Ionisation in durchströmten Gasen.[1])

Von J. Stark.

Eine frühere Mitteilung[2]) in dieser Zeitschrift behandelte das elektrische Leuchten verdünnter

1) Ausführliche Abhandlung in den Annalen der Physik.
2) Diese Zeitschr. 1, 396, 1900.

Gase. Sie soll ergänzt werden durch die vorliegende.

1. Räumliche Variation von Ionisation und elektrischem Leuchten. — Es herrscht gegenwärtig die Ansicht vor, das elektrische Leuchten durchströmter Gase sei eine Art Phosphorescenz. Gegenüber dieser Anschauung ist in jener Mitteilung die früher von verschiedenen Forschern in verschiedener Form vertretene Ansicht wieder aufgenommen worden, dass das elektrische Leuchten der Gase ebenso wie das Temperaturleuchten durch den Stoss bewegter Teilchen, speziell bewegter Ionen verursacht werde.

Vor allem die negativen Ionen vermögen infolge ihrer grossen Geschwindigkeit getroffene Massenteilchen zu Schwingungen anzuregen. Der spektrale Charakter des von einem elektrisch leuchtenden Gase ausgestrahlten Lichtes bestimmt sich nach der Geschwindigkeit der erregenden Ionen. Zur Erklärung der räumlichen Verteilung des elektrischen Leuchtens in durchströmten Gasen ist zu unterscheiden zwischen zufälligen und erzwungenen Impulsen. Jene kommen dadurch zu stande, dass ein bewegtes Ion auf seiner Bahn zufällig ein Teilchen trifft; die erzwungenen dadurch, dass entgegengesetzt geladene Ionen durch wechselseitige Anziehung sich aus ihrer Bahn ablenken und so zum Zusammenstoss kommen. Die erzwungenen Impulse sind zahlreicher als die zufälligen. Wo darum eine Gegenströmung von positiven und negativen Ionen statt hat, wird eine stärkere Lichtemission ausgelöst, als wo nur Ionen einer Art durch neutrales Gas wandern. Eine durchströmte Gaspartie leuchtet um so stärker, je mehr positive Ionen (bei konstanter Geschwindigkeit) von negativen Ionen getroffen werden. Dieser Satz gilt nicht bloss dann, wenn die positiven Ionen zahlreicher als die negativen sind (innere Ladung), sondern auch, wenn sie in gleicher Zahl neben den negativen Ionen vorhanden sind; ja das Maximum der Lichtemission tritt in einem durchströmten Gas dann ein, wenn bei sonst gleichen Umständen positive und negative Ionen in gleicher Zahl verteilt sind.

Bezeichnet man mit Ionisation den Zustand eines Gases, in dem frei bewegliche positive und negative Ionen vorhanden sind, so kann man folgendes sagen. Stellen maximaler Lichtemission in einem durchströmten Gase sind Stellen maximaler Ionisation; die räumliche Verteilung des elektrischen Leuchtens fällt nahe (Geschwindigkeitsunterschiede verhindern eine genaue räumliche Deckung) zusammen mit derjenigen der Ionisation; diese wird durch jene sichtbar gemacht. Eine experimentelle Bestätigung dieses Satzes liefert die Untersuchung der Leitfähigkeit eines durchströmten Gases mittels der Methode der Querströme.[1])

Nicht zu vergessen ist, dass in einem Gas auch Strahlungen möglich sind, die unser Auge nicht empfindet. Auch in den scheinbaren Ausnahmen[2]), die dadurch bedingt werden, bleiben die vorstehenden Sätze richtig.

2. Ionisation und Zerstreuung der Kathodenstrahlen. — Unter Kathodenstrahlen sind im folgenden, wie auch sonst, immer bewegte negative Ionen verstanden. Im allgemeinen ist der letztere sachgemässere Namen vorzuziehen; aber um die üblichen Bezeichnungen „Reflexion, Zerstreuung, Absorption u. s. w." gebrauchen zu können, sei im folgenden der Name Kathodenstrahlen beibehalten. Die angestellten Betrachtungen gelten natürlich nicht bloss für die negative Glimmschicht, sondern auch für das geschichtete oder ungeschichtete positive Licht.

Nach E. Goldstein[3]) erfahren Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf einen festen Körper Reflexion und zwar diffuse. Nach Ph. Lenard[4]) und E. Goldstein[5]) findet Absorption bezw. diffuse Reflexion oder Zerstreuung der Kathodenstrahlen auch beim Auftreffen auf Gasmoleküle statt.

Nach dem vorausgehenden Abschnitt sind die erzwungenen Zusammenstösse in einem durchströmten Gase zahlreicher als die zufälligen. Durchsetzen Kathodenstrahlen ein ionisiertes Gas, so findet darum Zerstreuung derselben hauptsächlich an den positiven Ionen statt. Die Zerstreuung der Kathodenstrahlen in einem Gas hängt nicht bloss von dessen (chemischer Natur und) Dichte ab, sondern auch von dem Grad seiner Ionisation. Ein Volumenelement eines Gases, dass von primären Kathodenstrahlen durchsetzt ist, sendet nach allen Seiten um so mehr sekundäre Strahlen aus, je grösser in ihm die Anzahl der positiven Ionen oder die Ionisation ist.

Die sekundären Kathodenstrahlen kommen ebenfalls und noch mehr als die primären hauptsächlich mit den positiven Ionen der Gasschicht zum Zusammenstoss; und zwar deswegen mehr, weil sie eine kleinere Geschwindigkeit als diese besitzen. Ein bewegtes negatives Ion oder Kathodenstrahl wird nämlich von einem positiven Ion um so mehr aus seiner Bahn abgelenkt, je kleiner seine Geschwindigkeit oder mit anderen Worten die Kraft ist,

1) Diese Zeitschr. 1, 433; 2, 5, 1900; Ann. d. Phys. 3, 507, 1900.
2) Diese Zeitschr. 1, 400, 1900; Ann d. Phys. 3, 239, 503, 1900.
3) E. Goldstein, Wied. Ann 15, 246, 1882.
4) Ph. Lenard, Wied. Ann. 56, 255, 1895.
5) E. Goldstein, Wied. Ann. 67, 92, 1899

die jene erzeugte. Die Zerstreuung der Kathodenstrahlen hängt demnach auch von ihrer Geschwindigkeit ab. Dies lässt sich aus einigen Messungen von Ph. Lenard[1]) und W. Kaufmann[2]) in der That entnehmen.

Insofern der Zusammenstoss der Kathodenstrahlen mit einem positiven oder neutralen Teilchen einerseits mit einem Verlust von Energie, andererseits mit Lichtemission verbunden ist, lassen sich aus dem Vorstehenden zwei Folgerungen ziehen.

Was die Energie betrifft, so ist folgendes zu sagen. Durch den Zusammenstoss wird kinetische Energie der Kathodenstrahlen teils in Wärme oder kinetische Energie der getroffenen Teilchen umgesetzt, teils in Strahlungsenergie und endlich durch Ionisierung neutraler Partikeln zum Teil in potentielle Energie der Ionisierungsprodukte. Bezeichnen wir diese Energieumwandlung mit Absorption der Kathodenstrahlen, so können wir folgendes sagen. Eine Gasschicht absorbiert Kathodenstrahlen um so stärker oder ist für sie um so undurchsichtiger, je grösser in ihr die Ionisation ist.

Wo in einer Gaspartie die mittlere Geschwindigkeit der Ionen oder mit anderen Worten die treibende Kraft räumlich konstant ist, wie in der ungeschichteten positiven Lichtsäule, wird es scheinen, als ob die Energie der Kathodenstrahlen überall da absorbiert wird, wo sie von der Feldstärke erzeugt wird. Anders ist es beim Ionenschuss[3]); hier hat man ja eine räumliche Variation der Feldstärke und, indem die dahinschiessenden Ionen ihre Energie auf längere Strecken beibehalten, besitzen sie an Stellen kleiner Kraft eine grössere Geschwindigkeit, als dieser entspricht. Die Stellen kleinerer Kraft sind nun Stellen grösserer Ionisation; in diesen, den leuchtenden Partien, wird darum die kinetische Ionenenergie absorbiert, die an der Kathode oder in den dunklen Räumen von der Feldstärke erzeugt wird.[4])

Was die Lichtemission betrifft, so ist bereits darauf hingewiesen worden, dass sie um so bedeutender ist, je grösser die Ionisation ist. Es erübrigt noch folgendes zu sagen. Lichtschwingungen werden nicht bloss durch den Stoss primärer Kathodenstrahlen erzeugt, sondern auch durch die sekundären; ja von den letzteren an zahlreicheren Punkten, da diese wegen ihrer kleineren Geschwindigkeit durch positive Ionen stärker abgelenkt und zerstreut werden.

1) P. Lenard, Wied. Ann. **56**, 261, 1895.
2) W. Kaufmann, Wied. Ann. **69**, 109, 1899.
3) Diese Zeitschr. **2**, 132, 1900.
4) Diese Zeitschr. **2**, 152, 1900.

In einer ionisierten oder leuchtenden Partie hat man darum im allgemeinen zu unterscheiden zwischen der Lichterregung durch die primären und derjenigen durch die sekundären Kathodenstrahlen. Gemäss der grösseren Geschwindigkeit der primären liegt das Maximum der spektralen Intensität des von ihnen erregten Lichtes weiter nach dem violetten Ende des Spektrums zu, als dasjenige des Lichtes, das von den sekundären Kathodenstrahlen hervorgebracht wird. Dafür spricht in der That die Beobachtung.[1])

Damit sind wir zu der Anschauung gekommen, die E. Goldstein[2]) über das Zustandekommen des negativen Glimmlichtes entwickelt hat. Er unterscheidet zwischen zwei Arten von Kathodenstrahlen, einer Art, die an der Kathode zu stande kommt (hier primär genannt), und einer zweiten Art, die von Punkten der ersten ausgeht und durch Zerstreuung derselben an den Gasmolekülen entsteht (sekundäre). Diese verursachen nach ihm das negative Glimmlicht.

Nimmt man, wie es hier geschieht, die Kathodenstrahlen als bewegte negative Ionen, nimmt man dazu den Einfluss der Ionisation auf die Zerstreuung der Kathodenstrahlen und beachtet die Abhängigkeit der Zerstreuung und der Lichtemission von der Geschwindigkeit der negativen Ionen, so ist die Anschauung Goldsteins, die übrigens experimentell fest gegründet ist, vollkommen verständlich.

3. Freie Weglänge und Ionisation. — Eine sehr wichtige Grösse ist die Geschwindigkeit der Ionen. Sie ist abhängig von der Feldstärke und der mittleren freien Weglänge der betreffenden Ionenart. Und zwar ist bei konstanter Feldstärke die mittlere maximale Geschwindigkeit oder kurz die Geschwindigkeit eines Ions proportional der Quadratwurzel aus der mittleren Weglänge.

Diese, die mittlere freie Weglänge, hängt ab von der speziellen Natur und der Dichte des neutralen Gases, ausserdem aber auch von dem Grad der Ionisation, ein bewegtes Ion wird nämlich aus seiner Bahn durch ein entgegengesetzt geladenes abgelenkt und kommt dann unter Umständen zum Zusammenstoss mit ihm; je mehr Ionen entgegengesetzter Ladung vorhanden sind, desto kürzer ist die durchschnittliche Weglänge, die es ohne Zusammenstoss zurücklegt. Die mittlere freie Weglänge eines Ions nimmt deshalb ab, wenn die Ionisation zunimmt.

Weiter ergiebt sich folgendes. Bei konstanter Gasdichte und Feldstärke ist die Geschwindigkeit eines Ions um so kleiner, je

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **51**, 625, 1894.
2) E. Goldstein, Wied. Ann. **67**, 84, 1899.

grösser am Ort der erzeugenden Kraft die Ionisation des Gases ist. Wir benützen diesen Satz zur Erklärung eines scheinbaren Widerspruches zwischen zwei Erscheinungen elektrischen Leuchtens.

Eine Glimmentladung in einem Gase bei einem Druck von ungefähr 50 mm und grosser Stromdichte ist, wie W. Hittorf[1]) gezeigt hat, im Gasraum nahezu lichtlos; die Spannungsdifferenz der Elektroden ist dabei relativ gering. Auch im Flammenbogen besitzen Gase nur eine geringe Lichtemission. Andererseits hat aber auch W. Hittorf[2]) folgenden Versuch angestellt. Er benützte als Kathode einen weissglühenden Körper oder einen Flammenbogen (Kohlendampf). In einem stark verdünnten Gas erhielt er dann zwischen einer solchen Kathode und einer gewöhnlichen Anode schon mit 20 Chromsäureelementen eine blau leuchtende geschichtete oder ungeschichtete Entladung.

Diese beiden Versuche scheinen mit dem hier vertretenen Prinzip zur Erklärung des elektrischen Leuchtens in Widerspruch zu stehen. In Wirklichkeit bestätigen sie es.

In der betrachteten leuchtenden Entladung Hittorfs ist nämlich die kinetische Energie oder, wenn man will, die Temperatur[3]) der Ionen viel grösser als in der lichtschwachen Glimm- oder Bogenentladung. Und zwar deswegen, weil die mittlere freie Weglänge hier viel kleiner ist als dort. Aus folgenden Gründen. Erstens ist dort die Gasdichte bedeutend kleiner als hier, zweitens ist hier das Gas viel stärker ionisiert als dort. Es kann darum in der leuchtenden Entladung die Feldstärke kleiner sein als in der lichtschwachen und doch die Geschwindigkeit der Ionen viel grösser. Und so versteht man, dass in dem einen Fall die ausgesandte Strahlung unserem Auge sichtbar ist, während sie es in dem andern Fall noch nicht in dem gleichen Masse ist.

Auch eine andere Erscheinung, die dem hier vertretenen Prinzip zu widersprechen scheint, erklärt sich bei Berücksichtigung der Weglänge. Wir wissen einerseits, dass in der ungeschichteten positiven Lichtsäule bei konstanter Stromdichte das Spannungsgefälle, das hier gleich der treibenden Kraft gesetzt werden darf, abnimmt mit abnehmender Gasdichte;[4]) wir wissen andererseits, dass mit abnehmender Gasdichte das Maximum der spektralen Intensität nach dem violetten Ende des Spektrums hin sich verschiebt.[1]) Dies erklärt sich so. Mit abnehmender Dichte nimmt die Weglänge der Ionen zu, ihre Geschwindigkeit wird darum grösser, auch wenn die Feldstärke etwas abnimmt; und der grösseren Geschwindigkeit entspricht dann Strahlung kürzerer Wellenlänge.

1) W. Hittorf, Wied. Ann. **21**, 111—112, 1884.
2) A. a. O. 133—135.
3) Man beachte wohl, dass von der kinetischen Energie oder der „Temperatur" der Ionen, nicht des Gases gesprochen wird. Der Gehalt der Entladebahn an kinetischer Energie und die mittlere Temperatur ist in der Bogenentladung natürlich grösser als in der leuchtenden Glimmentladung.
4) A. Herz, Wied. Ann. **54**, 244, 1895.

1) K. Ångström, Wied. Ann. **48**, 530, 1893.

Göttingen, Dezember 1900.

(Eingegangen 27. Dezember 1900.)

## Über die Schichtung in durchströmten Gasen.

Von J. Stark.

Das Nachstehende ist eine Fortsetzung und in gewissem Sinn eine Zusammenfassung früherer Mitteilungen über die elektrische Strömung in Gasen.

Bei der Analyse der geschichteten Entladung in Gasen scheint es geraten, zwei Dinge auseinanderzuhalten, nämlich einerseits den stationären Zustand, andererseits das Zustandekommen desselben. Dass überhaupt eine stationäre geschichtete Entladung möglich ist, zeigt eine demnächst in den Annalen der Physik erscheinende Abhandlung.

1. Stationärer Zustand der Schichtung. — Die Schichtung besteht darin, dass der Zustand des durchströmten Gases und der elektrische Vorgang in ihm eine gewisse räumliche Periodizität besitzen. Es sind zwei Arten ausgezeichneter, aber stetig in einander über gehender Partieen vorhanden.[1]) An den einen ist die Ionisation, die Zahl der in der Volumeneinheit enthaltenen positiven und negativen Ionen, beträchtlich, an den anderen ist sie klein.[2]) Jene Partieen leuchten, diese sind im Vergleich zu jenen dunkel. Auf der Anodenseite (Seite nach der Anode zu) eines Leuchtraumes sitzt (hypothetische Folgerung) eine positive innere Ladung, auf der Kathodenseite eine negative.[3]) An den Elektroden hat eine Verringerung der Ionisation durch Elektrolyse statt; diese Verringerung ist an der Kathode besonders gross infolge des Geschwindigkeitsunterschiedes der positiven und negativen Ionen.[4]) In den Dunkelräumen ist die Kraft, welche die Ionen treibt, grösser als in den leuchtenden;[5]) an der Kathode ist sie wegen der eben genannten Wirkung am grössten. Die räumliche Periodizität des elektrischen Vorganges in einer

1) Ann. d. Phys. **3**, 239, 1900.
2) Diese Zeitschr. **1**, 433, 1900; Ann. d. Phys. **3**, 507, 1900.
3) Diese Zeitschr. **1**, 396; **2**, 133, 1900.
4) Ann. d. Phys. **2**, 62; **3**, 500, 1900.
5) Diese Zeitschr. **2**, 5, 1900.

geschichteten Entladung tritt weiter zu Tage in der räumlichen Verteilung des Spannungsgefälles[1]) und dessen Abhängigkeit von der Stromstärke,[2]) im magnetischen Verhalten,[3]) der Verteilung der Temperatur[4]) und der Lichtemission.[5]) Die Schichten sind im allgemeinen ungleich lang, sie sind von der Kathode weg zu zählen, je nach ihrer Ordnungszahl[6]) kommen ihnen neben den gemeinsamen noch besondere Merkmale zu.

Die Frage ist nun, welche Momente wirksam sind, damit die im vorstehenden gekennzeichnete räumliche Periodizität zeitlich konstant bleibe.

Wir wissen, dass bei Anwesenheit eines elektrischen Stromes ein Gas in einem anderen Zustand sich befindet als bei Abwesenheit. In der elektrischen Strömung besitzt das Gas Ionisation; es sind in ihm freie positive und negative Ionen vorhanden. Diese indessen haben, wie nach dem Erlöschen der elektrischen Kraft, so auch während der Strömung das Bestreben, sich wieder zu elektrisch neutralen Gebilden zu vereinigen (Molisierung).

Soll die elektrische Strömung zeitlich konstant sein, so muss die Zahl der auf ihrer Bahn vorhandenen Ionen konstant bleiben; es muss darum die Anzahl der durch Molisierung verschwindenden Ionen beständig durch eine gleich grosse Anzahl neu gebildeter Ionen ersetzt werden. Dies geschicht durch die ionisierende Wirkung[7]) der von der Feldstärke bewegten Ionen.

Doch damit ist lediglich erklärt, warum überhaupt die Ionisation eines Gases im ganzen zeitlich konstant sein kann. Zu fragen ist noch, welche Faktoren die räumliche Variation des Gaszustandes in der Schichtung aufrecht erhalten. Einerseits nämlich würde durch die Diffusion eine räumliche Konstanz der Ionisation nach einer gewissen Zeit herbeigeführt werden; andererseits würden die inneren Ladungen, sich allein überlassen, nach kurzer Zeit verschwinden. Der Grund für das zeitliche Verharren der inneren Ladungen ist der Ionenschuss.[8]) Was die räumliche Variation der Ionisation betrifft, so ist folgendes zu sagen:

Wie bereits an früheren Stellen[9]) auseinandergesetzt wurde, bedingt die räumliche Variation der Stärke des positiven und negativen Stromes eine Ansammlung positiver und negativer Ionen in den Leuchträumen, eine Wegführung in den Dunkelräumen. Ferner verleiht folgende Wirkung den leuchtenden Räumen grössere Ionisation als den dunklen. Der Ionenschuss bedingt eine Verschiebung[1]) zwischen dem Orte, wo einem Ion von der Feldstärke kinetische Energie erteilt wurde, und dem Orte, wo diese in voller Grösse auftritt. Die relativen Maxima der kinetischen Energie der Ionen erscheinen gegen die relativen Maxima der Kraft in der Bewegungsrichtung der Ionen verschoben. Und da die ionisierende Wirkung bewegter Ionen mit deren kinetischer Energie zunimmt, so sind in durchströmten Gasen da, wo die Kraft räumlich variiert, die Stellen maximaler Ionisierung von den Maximal- nach den Minimalstellen der Kraft hin verschoben. Was endlich die Verringerung der Ionisation an den Elektroden, besonders an der Kathode, betrifft, so ist ohne weiteres verständlich, dass sie infolge der andauernden Elektrolyse bezw. Ionenbewegung zeitlich aufrecht erhalten bleibt.

Zusammenfassend kann man folgendes sagen: Zwischen den Wirkungen der Ionisierung, der Molisierung, der Diffusion und der elektrischen Konzentrationsänderung ist im stationären Zustand Gleichgewicht vorhanden. Ist aus irgend einem Grunde in einer Partie die Ionisation gering und darum die treibende Kraft gross, so wird dieser Zustand durch die elektrische Konzentrationsänderung und den Gangunterschied zwischen Ionisierung und Kraft aufrecht erhalten.

Damit ist das Problem der Schichtung in Gasen darauf zurückgeführt, die Ursachen aufzusuchen, welche eine räumlich variable Ionisation bedingen im Vorgang des Zustandekommens der Entladung, also in der Zeit, in welcher die Stromstärke von dem Werte Null bis zu dem Werte im stationären Zustand ansteigt. Es ist zu erwarten, dass die gleichen Ursachen, welche den räumlich variablen Zustand der Schichtung stationär erhalten, auch in dem Zustandekommen der Schichtung wirksam sein werden.

2. Zustandekommen der Schichtung. — In einer ausführlichen Abhandlung möge der Zusammenhang beleuchtet werden, in dem die hier entwickelten Anschauungen mit denjenigen anderer Forscher stehen, vor allem denen E. Goldsteins, O. Lehmanns, J. J. Thomsons.

Nehmen wir an, zwischen zwei Elektroden in einem entsprechend verdünnten Gas werde auf irgend eine Weise eine elektrische Strömung eingeleitet, so findet nach kurzer Zeit folgendes statt: An der Kathode tritt infolge des Geschwindigkeitsunterschiedes der Ionen eine Erniedrigung der Ionisation und damit Erhöhung

1) W. P. Graham, Wied. Ann. **64**, 49, 1897.
2) Ann. d. Phys. **3**, 239, 1900.
3) E. Goldstein, Wied. Ann. **11**, 851, 1880.
4) R. W. Wood, Wied. Ann. **59**, 238, 1896.
5) E. Goldstein, Sitzungsber. d. Berliner Akad. 1876, 291.
6) E. Goldstein, ebenda 290.
7) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. **37**, 336, 1884; J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **50**, 279, 1900; J. Stark, diese Zeitschr. **2**, 17, 1900.
8) Diese Zeitschr. **2**, 132, 1900.
9) Diese Zeitschr. **2**, 4, 134, 1900.

1) Diese Zeitschr. **2**, 152, 1900.

der Kraft ein; die von ihr wegfliegenden negativen Teilchen nehmen eine grosse Geschwindigkeit an und behalten sie (Ionenschuss) bis auf grössere Strecken bei. In einigem Abstand von der Kathode bewirken sie vermöge ihrer grossen kinetischen Energie starke Ionisierung und damit Sinken der Kraft. Nach Überschreiten dieser Ionisationpartie (negative Glimmschicht) findet infolge Abnahme der Ionisation ein Steigen der Kraft und infolge des Geschwindigkeitsverlustes durch Zusammenstoss eine Ansammlung der negativen Teilchen statt (dunkler Trennungsraum), diese Schicht negativer Ionen und erhöhter Kraft wirkt wie eine neue Kathode. Der Prozess kann darum von neuem beginnen und sich bis zur Anode entsprechend oft wiederholen.

Sind dann einmal in der angegebenen Weise durch die elektrische Konzentrationsänderung und den Ionenschuss Maxima und Minima der Ionisation bezw. der Kraft entstanden, so bilden sie sich auf Grund der oben besprochenen Wirkungen noch weiter aus, bis schliesslich bei genügender Spannungsdifferenz der Elektroden die elektrische Strömung und der Zustand des Gases stationär geworden ist.

In der vorstehenden Auffassung ist zur Erklärung des Zustandekommens der Schichtung lediglich die Bewegung der negativen Ionen herangezogen. In der That kann der Schichtungsvorgang durch die Bewegung der positiven Ionen nur modifiziert, aber nicht wesentlich geändert werden. Gewisse Beobachtungen berechtigen nämlich zu der Annahme, dass die positiven Ionen unter gleichen Umständen eine bedeutend kleinere Geschwindigkeit und auch kleinere kinetische Energie annehmen als die negativen. Aus diesem Unterschied ist die Abhängigkeit der Schichtung von der Kathode und ihre Asymmetrie zu erklären. Nur eine Schichtungserscheinung ist auf die Bewegung der positiven Ionen zurückzuführen, das ist der an die negative Glimmschicht grenzende Teil des dunklen Kathodenraumes. Er verdankt seine Entstehung der aus ihm heraus gegen die Kathode hinschiessenden positiven Ionen; diese erlangen nämlich hier unter der grossen lokalen Kraft eine so grosse Geschwindigkeit, dass sie die Wirkungen der negativen Ionen nachahmen können.

Die wichtigste Grösse bei den ins Auge gefassten Wirkungen ist die Geschwindigkeit bezw. die kinetische Energie der Ionen. Diese hängt ab von der mittleren freien Weglänge der Ionen und der Verteilung der diese treibenden Kraft. Die Dimensionen der Schichten werden darum von diesen zwei Grössen, Weglänge und Kraft, bestimmt.

Göttingen, 20. Dezember 1900.

(Eingegangen 23. Dezember 1900.)

## Versuch einer Erklärung der Beobachtungen von Herrn Emilio Villari über Entwickelung von elektrischen Ladungen durch „Röntgenluft“.

Von Ernst Dorn.

Herr Villari[1]) trieb Luft, welche vorher der Wirkung von Röntgenstrahlen ausgesetzt gewesen war, durch gerade oder zu einem Knäuel gewickelte Metallröhren, über aufgerollte Drahtnetze oder dünne Bleche u. s. w. Die von der „Röntgenluft“ getroffenen Metalle zeigten je nach Umständen Ladung von verschiedenem Vorzeichen: wenn die durchstrahlte Luft sich mit einer gewissen Energie an den Körpern rieb, wurden dieselben positiv, wenn dagegen die Luft leicht über dieselben hinstrich, negativ.

Die von Herrn Villari selbst (unter Vorbehalt) gegebene Erklärung scheint mir nicht annehmbar, weil er eine Elektrizität verschwinden lassen will, indem sie „bei der Verwandlung der X-Luft in gewöhnliche Luft verbraucht wird“. Eine Ausnahme von dem Satze, dass stets beide „Elektrizitäten“ in gleicher Menge entstehen oder verschwinden, wird man ohne die zwingendsten Beweise nicht zugeben können.

Als Erklärungsgrund möchte ich vielmehr verwerten die von Zeleny[2]) festgestellte Verschiedenheit der Geschwindigkeit der positiven und negativen von Röntgenstrahlen erzeugten Ionen in gleichen elektrischen Feldern.

Mit einziger Ausnahme der feuchten Kohlensäure waren bei allen untersuchten Gasen die negativen Ionen schneller als die positiven, woraus man auf eine grössere Masse der letzteren schliessen wird.

Wenn nun das Gas ohne erhebliche Reibung an der Metallwand entlang streicht, so wird jedes derselben hinreichend nahe Ion eine seiner eigenen entgegengesetzte Ladung auf der Wand induzieren und unter dem Einfluss des so entstandenen Feldes sich der Wand zu nähern streben. Infolge ihrer geringeren Masse werden die negativen Ionen sich rascher bewegen und in grösserer Zahl ihre Ladung abgeben können als die positiven.

Bei starker Reibung, wo auf kurzer Strecke häufige Änderungen in der Bewegungsrichtung eintreten, wird dieser Vorgang in seiner Wirkung durch einen andern mehr als ausgeglichen.

Die massigeren positiven Ionen werden unter den nicht ionisierten Gasteilchen länger ihre Bewegungsrichtung beibehalten und dadurch mehr befähigt sein, bis zu dem nächsten entgegenstehenden Hindernis durchzudringen und

1) Villari, Rendiconti Lincei fasc. IX, 1 u. 2 sem. 1900 und diese Zeitschr. **2**, 178, 1900.

2) Phil. Mag. (5) **46**, 120, 1898 und Proc. Royal Soc. **66**, 238, 1900.

diesem ihre Ladung mitzuteilen, als die leichteren negativen.

Man muss hierbei im Auge behalten, dass beide Arten von Ionen in Gasen von gewöhnlichem Drucke die nicht ionisirten Gasmoleküle (infolge der Bildung von Molekülkomplexen) an Masse weit übertreffen.

Will man sich durch eine grobsinnliche Vorstellung den Vorgang veranschaulichen, so denke man sich Sand, dem Gesteinsbrocken von zwei verschiedenen Grössen beigemengt sind, in einen winkligen Schacht hinabgeworfen.

(Eingegangen 30. Dezember 1900.)

## Über Adsorption von Gasen an Glaspulver.

Von Pet. Mülfarth.

Dass feste Körper Gase an ihrer Oberfläche verdichten und erst wieder nach langem Erhitzen auf hohe Temperaturen unter sehr geringen Drucken von ihrer Oberfläche entlassen, ist eine längst bekannte Thatsache. Dass diese Gasadsorption bei physikalischen wie chemischen Untersuchungen von bedeutendem Einfluss sein kann, ist keine Frage. Abgesehen davon, beanspruchen die Adsorptionserscheinungen an und für sich des Interesses genug.

Wohl am häufigsten wird man zu rechnen haben mit der Adsorption von Gasen an Glasoberflächen. Soweit diese Erscheinungen untersucht waren,[1]) besonders von H. Kayser,[2]) fanden sich, in Übereinstimmung mit den früheren Resultaten über Adsorption an anderen festen Oberflächen, die Gesetze:

1) Die adsorbierte Menge nimmt zu mit sinkender Temperatur.

2) Steigerung des Druckes vergrössert die Adsorption.

3) Die Adsorption ist in spätestens ein paar Stunden beendet.

Da führte eine Reihe von Arbeiten Bunsens über Adsorption von Kohlensäure an Glasfäden[3]) zu ganz entgegengesetzten Ergebnissen, im wesentlichen zu folgenden:

1) Die adsorbierte Menge nimmt zu mit steigender Temperatur.

2) Druckschwankungen von $^1/_2$ Atmosphäre sind noch ohne Einfluss auf der Verlauf der Adsorption.

3) Die Adsorption braucht zu ihrer Vollendung Monate, ja Jahre.

Den Grund dieser Erscheinungen glaubte Bunsen einzig und allein in der an der Glasoberfläche „capillar" festgehaltenen Wasserhaut suchen zu müssen, die erst beim Trocknen des Glases bei 500° Celsius gänzlich verschwinde und von der das Gas „absorbiert" werde.

H. Krause[1]) dehnte diese Bunsenschen Resultate noch insofern aus, als nach seinen Beobachtungen, bei 500° getrocknete Glasfäden überhaupt keine messbare Menge Kohlensäure absorbieren.

Ich unternahm, die Bunsenschen Ergebnisse wenigstens für Glaspulver nachzuprüfen.

Die Methode, der ich mich bediente,[2]) war kurz skizziert, diese:

In eine Glasbirne, welche teilweise mit Glaspulver gefüllt war, wurde eine bekannte Menge Gas eingelassen. Die leere Birne hat das Volumen 242, 325 ccm, der leere Raum neben dem Pulver betrug 135,91 ccm. Aus Gasdruck und Temperatur konnte gefolgert werden, wieviel Gas sich bei der bestimmten Temperatur verdichte.

Ich habe zunächst mit $CO_2$ experimentiert.

Ich stellte drei Beobachtungsreihen an bei 22° Cels. (Die obenerwähnte Glasbirne befand sich in einem Wasserbade von 22° Cels.) Die absorbierende Oberfläche wurde getrocknet und gasfrei gemacht durch tagelanges Erhitzen auf 400—420° Cels., vor der III. Reihe auf 500°, während gleichzeitig eine Töpler-Hagensche Luftpumpe das losgelöste Gas beseitigte. Die drei Reihen ergaben, wenn $A$ die eingelassene Menge, $B$ den Druck, $C$ die adsorbierte Menge Gas bezeichnet ($A$ und $C$ reduziert auf 0° und 760 mm Quecksilberdruck):

| I. | | | II. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $A$ | $B$ | $C$ | $A$ | $B$ | $C$ |
| 25,71 | 151,5 | 0,80 | 26,02 | 152,8 | 0,80 |
| 46,87 | 276,4 | 1,43 | 46,77 | 275,1 | 1,39 |
| 63,20 | 374,3 | 1,70 | 63,21 | 373,1 | 1,59 |
| 76,51 | 455,6 | 1,70 | 78,84 | 466,6 | 1,73 |
| 85,24 | 507,8 | 1,89 | 91,22 | 536,6 | 2,02 |
| 92,56 | 548,6 | 2,04 | 102,08 | 606,9 | 2,04 |
| 102,79 | 610,3 | 2,25 | 109,85 | 643,7 | 2,30 |
| 111,26 | 660,7 | 2,26 | 116,82 | 694,5 | 2,34 |
| 118,27 | 695,3 | 2,56 | 122,95 | 725,4 | 2,50 |
| 123,33 | 728,4 | 2,59 | | | |
| 127,73 | 754,9 | 2,69 | | | |

1) G. Magnus, Pogg. Ann. 1853, **89**, 604; P. Chappuis (Wied. Ann. **8**, 1 und 667, 1879; Joulin, Compt. Rend. XC, 741, 1880; E. W. R. Pfeiffer, Inaug.-Diss. Erlangen 1882; genaueres s. meine Dissertation, Bonn 1900.

2) H. Kayser, Wied. Ann. **14**, 453, 1881; ibid. **15**, 624, 1882; ibid. **21**, 495, 1884; ibid. **22**, 416, 1884.

3) R. Bunsen, Wied. Ann. **20**, 545, 1883; ibid. **22**, 145, 1884; ibid. **24**, 321, 1885; ibid. **29**, 161, 1886.

1) H. Krause, Wied. Ann. **36**, 923, 1889.

2) Ausführliches siehe in der Originalabhandlung, Inauguraldissertation, Bonn 1900, oder in deren ausführlichem Auszug, Ann. d. Phys. **3**, 328—352, 1900.

III.

| A | B | C |
|---|---|---|
| 25,00 | 147,4 | 0,77 |
| 46,57 | 274,8 | 1,25 |
| 64,85 | 381,7 | 1,66 |
| 79,85 | 472,5 | 1,77 |
| 92,55 | 584,9 | 1,93 |
| 102,15 | 604,8 | 2,05 |

Die Adsorption war stets in 1—2 Stunden beendet.

Daran schloss sich eine Reihe (IV.) mit völlig trockenem[1]) Glaspulver bei 0° Cels.

IV.

| A | B | C |
|---|---|---|
| 23,43 | 124,5 | 0,99 |
| 44,40 | 240,9 | 1,35 |
| 62,06 | 336,0 | 1,98 |
| 76,55 | 415,9 | 2,18 |
| 89,24 | 485,7 | 2,37 |
| 100,51 | 547,8 | 2,54 |
| 108,91 | 594,1 | 2,66 |
| 116,06 | 633,6 | 2,76 |
| 122,40 | 668,5 | 2,85 |
| 126,76 | 692,5 | 2,92 |

Die Adsorption war in 1—2 Stunden vollendet.

Aus diesen Versuchen mit völlig trockenem Glaspulver und Kohlensäure, auf deren gehörige Trocknung vor dem Einlassen die grösste Sorgfalt verwandt worden war, folgt:

1) Auch an völlig trockenem Glaspulver werden namhafte Mengen Kohlensäure adsorbiert, was H. Krauses Resultat für Glasfäden widerspricht.

2) Die Adsorption wächst mit steigendem Drucke.

3) Die Adsorption wächst mit sinkender Temperatur.

4) Die Vollendung der Adsorption trifft stets in 1—2 Stunden ein.

Um den Einfluss der Gegenwart von Feuchtigkeit auf die Adsorption zu erforschen, war es bei dem benutzten Apparate am zweckmässigsten[2]) feuchte $CO_2$ mit dem Glaspulver in Berührung zu bringen, und die Adsorption abzuwarten, wobei man dann die Stärke der Adsorption mit den Werten der Reihen I, II, III vergleichen konnte, wenn man auch hier 22° Cels. als Beobachtungstemperatur nahm wie dort.

Es fand sich:

1) Die Anwesenheit von Feuchtigkeit steigert die adsorbierte Menge nicht so ungeheuer wie Bunsen und H. Krause fanden, sondern verzögert nur die Vollendung der Adsorption, die jetzt in einigen Tagen eintritt, nicht, wie nach Bunsen, erst in einigen Jahren. Die schliesslich adsorbierte Menge ist kaum verschieden von der an völlig trockenem Glaspulver adsorbierten Menge völlig trockener Kohlensäure.

2) Steigende Temperatur verringert die Adsorption, und

3) Drucksteigerungen schon von ca. 100 mm vergrössern sofort die adsorbierte Menge, was beides Bunsens Resultaten widerspricht.

Ich schloss einige Beobachtungsreihen mit anderen völlig trockenen Gasen und vollkommen trockenem Glaspulver (vor jeder Reihe wurde die Trocknung des Glaspulvers und dessen Befreiung von Gas so vorgenommen, wie vor der III. und IV. Reihe). Es ergab sich folgendes:

| Reihe mit $SO_2$ bei 22° | | | Reihe mit $SO_2$ bei 0° | | |
|---|---|---|---|---|---|
| A | B | C | A | B | C |
| 26,86 | 126,6 | 5,81 | 24,83 | 106,9 | 5,72 |
| 49,19 | 257,5 | 6,73 | 47,84 | 209,7 | 6,76 |
| 68,83 | 371,8 | 7,36 | 66,76 | 327,7 | 8,16 |
| 84,76 | 457,0 | 8,61 | 81,48 | 408,3 | 8,47 |
| 95,83 | 526,9 | 8,59 | 93,09 | 471,8 | 8,71 |
| 106,50 | 594,7 | 8,72 | 102,25 | 521,9 | 8,92 |
| 114,39 | 639,2 | 9,04 | 108,89 | 558,4 | 9,03 |
| 120,67 | 671,6 | 9,81 | 114,85 | 589,8 | 9,38 |
| 125,43 | 698,3 | 10,08 | | | |
| 130,55 | 728,1 | 10,11 | | | |

Die Adsorption war in 1—2 Stunden vollendet.

Reihe mit $NH_3$ bei 0°.

| A | B | C |
|---|---|---|
| 28,59 | 106,4 | 9,57 |
| 44,59 | 181,6 | 12,11 |
| 67,30 | 292,8 | 14,94 |
| 83,18 | 368,4 | 17,30 |
| 100,63 | 456,7 | 18,96 |
| 115,53 | 528,2 | 21,07 |
| 128,45 | 589,2 | 23,08 |
| 149,73 | 696,3 | 25,21 |

Die Vollendung der Adsorption trat erst in ca. 24 Stunden ein.

Reihe mit $N_2O$ bei 0°.

| A | B | C |
|---|---|---|
| 27,61 | 148,7 | 1,02 |
| 49,55 | 269,1 | 1,43 |
| 70,05 | 382,3 | 1,68 |
| 87,03 | 476,9 | 1,75 |
| 100,68 | 551,7 | 2,02 |
| 133,91 | 615,8 | 2,09 |

Die Adsorption war vollendet stets in 2—3 Stunden.

Reihe mit $C_2H_2$ bei 0°.

| A | B | C |
|---|---|---|
| 27,29 | 149,1 | 0,63 |
| 50,64 | 278,2 | 0,89 |
| 126,94 | 704,0 | 1,05 |

1) Hier wurde beim Trocknen auf 500° erhitzt etc. wie vor Reihe III.

2) Auch hier muss ich auf die Dissertation verweisen oder Ann. d. Phys. a. o. O.

Die Adsorption brauchte 1—2 Stunden bis zur Vollendung.

Wie man sieht, steigt die Adsorption mit wachsendem Drucke und, soweit die Untersuchung reichte, mit sinkender Temperatur, folglich gelten auch für die Adsorption von Gasen an Glaspulver dieselben Gesetze, die man vor Bunsen für die Adsorption überhaupt gefunden hatte. Hinsichtlich der Stärke der Adsorption geordnet, folgen die hier untersuchten Gase steigend so aufeinander: $C_2H_2$, $N_2O$, $CO_2$, $SO_2$, $NH_3$. Es werden also im allgemeinen die am leichtesten zu verdichtenden Gase auch am stärksten adsorbiert.

(Eingegangen 30. Dezember 1900.)

# VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 72. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU AACHEN.

**M. Reinganum (Münster), Über die Theorie der Zustandsgleichung und der inneren Reibung der Gase.**[1])

In allen Theorien, welche sich auf den Begriffen der mittleren Weglänge und damit der Grösse der molekularen Wirkungssphären aufbauen, also einerseits den Theorien der inneren Reibung, Wärmeleitung und Diffusion und andererseits der van der Waalsschen Theorie der Zustandsgleichung, hatten sich zwar in vielen Punkten glänzende Erfolge ergeben, doch stellten sich andererseits gewisse Schwierigkeiten heraus, die bisher noch nicht in befriedigender Weise gehoben wurden. Ich möchte daher die Hauptzüge einer Theorie kurz auseinandersetzen, welche es versucht, diese Schwierigkeiten von einem sich in natürlicher Weise ergebenden Standpunkte aus zu überwinden. Gleichzeitig wird sich die Möglichkeit ergeben, zu einer Auffassung vom Wesen der Molekularkräfte zu gelangen, welche mit den Anschauungen in gutem Einklang ist, die sich in neuester Zeit für andere Gebiete der Physik als nützlich erwiesen haben.

Wir wollen zunächst unsere Grundhypothesen fixieren. Dieselben unterscheiden sich nur wenig von jenen, welche van der Waals seinen Betrachtungen zu Grunde gelegt hat.

Erstens soll die Zeitdauer der Abstossung der Moleküle für die Zwecke der Gastheorie vernachlässigt werden können. Wir nehmen also praktisch momentane elastische Stösse an.

Zweitens sollen die Anziehungskräfte kontinuierlich, aber sehr stark mit der Entfernung abnehmen, so dass sie in messbarer Entfernung unmerklich werden. Auch sollen sie keine in Betracht kommende Funktion der Geschwindigkeit sein.

In diesen beiden Punkten entfernen wir uns also nicht von der Anschauung von van der Waals. Nun macht aber van der Waals in seiner Ausgangsbetrachtung die weitere Hypothese, dass auf ein Molekül im Innern eines Gases die Anziehungskräfte keine Wirkung ausüben können, da das Molekül gleichmässig nach allen Seiten gezogen wird. Durch diese Annahme gelingt es, erstens die Zahl der Stösse allein aus der Grösse des Moleculardurchmessers zu berechnen, indem man ja von den Anziehungskräften im Innern ganz abstrahieren kann, und zweitens ergiebt sich in der bekannten einfachen Weise die Form des inneren Druckes zu $\frac{a}{v^2}$.

Andere Methoden von H. A. Lorentz und Boltzmann für die Stosskräfte, sowie von Bakker und Boltzmann für den inneren Druck haben gezeigt, dass in der That für geringe Dichten die Schlüsse von van der Waals die exakten Folgerungen der Voraussetzungen sind, und auch die Modifikation der Gleichung für etwas grössere Dichten ist, nachdem schon Kamerlingh Onnes die allgemeine Form angegeben hatte, von G. Jäger, Boltzmann, van der Waals selbst, und von van Laar festgestellt worden.

Nun scheint aber die Existenz eines Anziehungsgesetzes kaum möglich zu sein, welches rasche Abnahme der Kraft mit der Entfernung ausdrückt und dabei gleichzeitig völlige Kompensation der Kräfte im Innern für alle Dichten zur Folge haben soll. Vielmehr werden die Anziehungskräfte, wenigstens bei genügender Verdünnung des Gases, sich nur dann geltend machen, wenn sich zwei Moleküle besonders einander nähern, und werden alsdann eine planetarische Wirkung der Moleküle aufeinander hervorrufen. Je dichter aber das Gas komprimiert wird, umsomehr müssen sich wirklich die Kräfte im Innern kompensieren, und um so richtiger wird die Hypothese von van der Waals.

Van der Waals selbst hat sich in seiner Kontinuität im Laufe der Untersuchung in einer gewissen Betrachtung (Kontinuität 1. Aufl.

1) Das Referat unterscheidet sich von dem Vortrag durch Hinzufügung einiger Citate.

S. 110 u. 113, 2. Aufl. S. 117. 120 u. 181) der Auffassung zugewendet, dass nur bei den Stössen die Anziehungskräfte wirken. Ähnliche Andeutungen haben H. A. Lorentz und Tait gemacht, Sutherland (Phil. Mag. 1893) hat den Gedanken wenigstens für die innere Reibung durchzuführen versucht. Doch kann man in jenen Versuchen höchstens Andeutungen des Gedankens erkennen.

Für grössere Dichten gewinnt, wie schon bemerkt, die van der Waalssche Hypothese von der Kompensation der Kräfte immer mehr an Berechtigung. Ebenso müssen aber auch, wie man schon ohne Rechnung einsehen kann, mit steigender Temperatur die Ablenkungen durch die Anziehungskräfte immer geringer und weniger in Betracht kommend werden, da die fortschreitende Energie der Moleküle eine grössere ist, so dass auch hier als Grenze die Form der van der Waalsschen Gleichung sich herausstellen muss.

Was die Summe der fortschreitenden Energie der Moleküle betrifft, so ist zu beachten, dass dieselbe nach den Untersuchungen von Boltzmann weder durch äussere noch durch innere Kräfte sich ändern kann, sondern immer in demselben konstanten Verhältnis zur absoluten Temperatur stehen muss.

Ich möchte nun zunächst kurz andeuten, wie das scheinbar sehr schwierige Problem sich theoretisch behandeln lässt. Die Aufgabe lässt sich wenigstens für geringe Dichten in verhältnismässig einfacher Weise exakt behandeln, und zwar durch Anwendung eines ausserordentlich umfassenden Gesetzes von Boltzmann, welches die Dichteverteilung innerhalb eines im Wärmegleichgewicht befindlichen Systemes materieller, mit Kräften begabter Punkte bestimmt, auf welche beliebige äussere oder innere Kräfte wirken. Danach ist die Wahrscheinlichkeit, dass $n$-Moleküle in einer solchen Lage sind, dass sich das erste im Raumelement $do_1$, das zweite in $do_2$ u. s. w. befindet, gleich

$$e^{-2h\chi}\, do_1 \cdot do_2 \cdots do\ .$$

Für eine andere Lage ist die Wahrscheinlichkeit

$$e^{-2h\chi'} \cdot do'_2 \cdot do'_2 \cdots op\ .$$

$\chi$ ist der Wert der Kraftfunktion in der ersten, $\chi'$ in der zweiten Lage, d. h. die Arbeit, die erforderlich ist, die materiellen Punkte aus einer Lage, in der sie keine Wirkung mehr aufeinander ausüben, in die betreffende Lage zu bringen.

Für $h$ gilt

$$h = \frac{3}{2mu^2} \tag{1}$$

worin $\frac{1}{2} m u^2$ die mittlere fortschreitende Energie der Moleküle, die also der absoluten Temperatur proportional ist, bedeutet.

Handelt es sich um die Arbeit, die gewonnen wird, wenn zwei Moleküle sich bis zur Berührung, also bis auf einen Abstand der Centren gleich dem Durchmesser $\sigma$ der Moleküle, nähern, so erhalten wir also:

$$e^{2h\chi(\sigma)} = e^{\frac{c}{T}} \tag{2}$$

worin $c$ von der Temperatur und bei geringen Dichten auch von dem Volumen unabhängig sein muss.

Die Anwendung des Satzes ergiebt als Zustandsgleichung bei geringen Dichten, also mit Rücksicht auf die beschleunigenden Kräfte im Innern:

$$\left(p + \frac{f\left(\frac{c}{T}\right)}{v^2}\right)\left(v - b\,e^{\frac{c}{T}}\right) = RT, \tag{3}$$

während sich aus der Annahme der Kompensation der Kräfte die Gleichung von van der Waals ergeben würde:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \tag{4}$$

$f\left(\frac{c}{T}\right)$ bedeutet eine nur vom Wirkungsgesetz der Kräfte abhängige Funktion, welche aber für manche Anwendungen unbestimmt bleiben kann.

$e^{\frac{c}{T}}$ ist das Verhältnis, in welchem die Zahl der Stösse durch die Anziehungskräfte vermehrt ist. In demselben Verhältnis ist also die mittlere Weglänge verkleinert.

Für letztere Grösse gilt nun bekanntlich ohne Kräfte

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\, N \pi \sigma^2}$$

worin $N$ die Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit bedeutet. Durch die Kräfte erhält man daher

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\, N \pi \sigma^2 \cdot e^{\frac{c}{T}}}\ .$$

Ist $\varrho$ die Dichte, so gilt für die innere Reibung

$$\eta = 0{,}3503 \cdot \varrho \cdot u \cdot l$$

und wir erhalten durch Einsetzen unseres Wertes für $l$

$$\eta = \frac{0{,}3503 \cdot \varrho \cdot u}{\sqrt{2}\, N \pi \sigma^2 \cdot e^{\frac{c}{T}}} \tag{5}$$

Die Gleichung der Theorie ohne Kräfte unterscheidet sich also hiervon durch das Fehlen des Gliedes $e^{\frac{c}{T}}$ im Nenner.

Wir wollen nunmehr einerseits die Zustandsgleichung (3) und andererseits die Gleichung der inneren Reibung (5) mit der Erfahrung vergleichen.

In der ersten Aufgabe kommt es besonders

darauf an, von Willkür in der Wahl der Konstanten möglichst frei zu bleiben. Wir benutzen daher eine Methode, welche erlaubt, das Glied $\frac{f\left(\frac{c}{T}\right)}{v^2}$ zunächst gesondert zu bestimmen und durch Einsetzen in die Zustandsgleichung nachträglich $b e^{\frac{c}{T}}$ zu finden.

Für die van der Waalssche Gleichung lassen sich nun zwei Definitionen für $a$ finden, in welchen $b$ nicht enthalten ist:

$$1. \quad a = \left(T \frac{\partial p}{\partial T} - p\right) v^2$$

und

$$2. \quad a = v \int_v^\infty \left(T \frac{\partial p}{\partial T} - p\right) dv.$$

Diese Beziehungen lassen sich durch Substitution leicht nachprüfen. Wir fragen uns, ob vielleicht eine dieser beiden Definitionen richtig bleibt, wenn $a$ und $b$ Temperaturfunktionen und bei grösseren Dichten auch Volumfunktionen werden? Nun bedeutet vermöge einer thermodynamischen Beziehung das Integral in der zweiten Definition die Ausdehnungswärme abzüglich der äusseren Arbeit, wenn das System vom Volumen $V$ isotherm auf unendlich grosses Volumen gebracht wird. Diese Grösse ist aber die vorhandene potentielle Energie, und Anwendung des Virialsatzes ergiebt, einerlei ob Beschleunigungen im Innern vorhanden sind oder nicht:

$$a \text{ oder } f\left(\frac{c}{T}\right) = k\, v \int_v^\infty \left(T \frac{\partial p}{\partial T} - p\right) dv.$$

Die Konstante $k$ ist abhängig vom Wirkungsgesetz der Kraft und aus verschiedenen Gründen, von welchen ein theoretischer am Schluss besprochen werden soll, gleich 1 zu setzen. Somit erweist sich die zweite der obigen Definitionen für $a$ als allgemein, und ist auch von mir in einem Versuch zur Begründung einer Zustandsgleichung angewandt worden.[1]) Wegen der speziellen Form von $f\left(\frac{c}{T}\right)$ führt aber für geringe Dichten, um die es sich hier handelt, auch die erste Definition zu demselben Werte des inneren Druckes.

Für Isopentan, dessen Isothermen von Young vorzüglich festgestellt sind, und das in Bezug auf das Gesetz der übereinstimmenden Zustände ganz zu den normalen Körpern gehört, kann man auch für grössere Verdünnungen, allerdings noch mit einigem Spielraum, $b e^{\frac{c}{T}}$ berechnen, und man erhält für die Temperatur 200° C.

$$b e^{\frac{c}{T}} = 6{,}0 \text{ cm}^3$$

mit einer Unsicherheit von etwa ± 5 Proz.

Es ist bemerkenswert, dass dieser Ausdruck sich als noch grösser ergiebt wie das kritische Volumen $V_{kr.}$, welches 4,266 ccm beträgt.

Würde man die van der Waalssche Gleichung zu Grunde legen, so erhielte man die bekannte Beziehung $b = \frac{1}{3} V_{kr.}$, also $b = 1{,}422$ ccm, ein Wert, der mit dem oben empirisch erhaltenen für $b e^{\frac{c}{T}}$ im grössten Gegensatz steht. Wir können jedoch nicht durch Kombination der beiden Werte $e^{\frac{c}{T}}$ berechnen, da die Gleichung von van der Waals gar nicht beansprucht, bis zur kritischen Dichte gültig zu sein, sondern $b$ auch schon ohne die Kräfte als Volumfunktion angenommen wird.

Bei dem gegenwärtigen Stande der Theorie dieser Volumenfunktion lässt sich aber schon jetzt sagen, dass diese keinesfalls beträchtlich genug ist, um für grosse Volumina unseren grossen empirischen Grenzwert für $b e^{\frac{c}{T}}$ zu erreichen. Daraus lässt sich schliessen, dass $e^{\frac{c}{T}}$ von Eins merklich verschieden sein muss.

Ferner findet man bei steigender Temperatur Abnahme von $b e^{\frac{c}{T}}$, was auch nur aus einer Theorie folgen kann, die für $c$ einen in Betracht kommenden Wert annimmt. Aus den Werten für zwei Temperaturen könnte man nun $b$ und $c$ gesondert bestimmen, doch müssten die Experimente bei geringen Dichten noch viel genauer sein, um die Grössen auf diese Weise zuverlässig zu trennen.

Wir schlagen daher einen anderen Weg ein, indem wir bedenken, dass $b$ das Vierfache des von den Molekülen eingenommenen Raumes $\beta$ bedeutet. Nach Mathias ist das kleinste Volumen, das eine Flüssigkeit einnimmt, welche mit ihrem Dampf im Gleichgewicht ist, gleich $\frac{1}{3} V_{kr.}$ Haben alsdann die kugelförmig gedachten Moleküle ihre engste Lagerung, so bekommen wir als oberen Grenzwert $b = 4{,}2$ cm³ und daraus $c = 148$.

Nun kann eine solche Flüssigkeit durch äussere Drucke noch um ca. 15 Proz. komprimiert werden. Nehmen wir ausserdem an, dass die theoretische engste Lagerung noch nicht ganz, sondern auch nur auf etwa 15 Proz. erreicht ist, so erhalten wir als unteren Grenzwert, der allerdings nicht so sicher eine äusserste Grenze ist als wie der obere:

$$b = 3{,}0 \text{ und } c = 327.$$

Wir wollen es hier unterlassen, aus dem Verhalten von Isopentan bei grossen Dichten die Grenzen für $b$ noch enger zu ziehen, weil wir

1) Theorie und Aufstellung einer Zustandsgleichung. Diss. Göttingen 1899.

für grosse Dichten neue Hypothesen hinzunehmen müssen, da die Theorie der Volumkorrektion noch nicht genügend ausgearbeitet ist, um rein theoretisch etwas aussagen zu können.

Drücken wir $c$ in Bruchteilen der kritischen Temperatur aus, so ergiebt sich

$$0{,}31\ T_{kr.} < c < 0{,}71 \cdot T_{kr.}$$

$$\text{Im Mittel:}\quad c = 0{,}51\ T_{kr.}$$

Dieses Resultat muss in erster Annäherung für alle Stoffe gelten, welche dem Gesetz der korrespondierenden Zustände genügen.

Rechnungen an Kohlensäure und Äther führen in der That zu demselben Wert für $c$.

Wir wollen nunmehr sehen, welche Werte sich für $c$ aus der Gleichung (5) der inneren Reibung berechnen. Wir bilden das Verhältnis der inneren Reibung für zwei verschiedene Temperaturen und erhalten

$$\frac{\eta_{T_1}}{\eta_{T_2}} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \cdot e^{\frac{c\,(T_1 - T_2)}{T_1 T_2}}.$$

Die Grösse $c$ hängt also eng mit dem abnormen Temperaturkoeffizienten der inneren Reibung zusammen.

Aus den Versuchen von Breitenbach (Wied. Ann. **67**, 803, 1899) sowie den neuesten Versuchen von Raygleigh berechnete ich aus dieser Gleichung für $c$ folgende Tabelle.

| | $c$ Breitenb. | $c$ Raygl. | Tkr. | $\frac{c}{\text{Tkr.}}$ |
|---|---|---|---|---|
| Wasserstoff | 61,7 | 59,6 | 38,5 | 1,56 |
| Luft | 92,2 | 83,5 | 132 | 0,67 |
| Kohlensäure | 154,1 | | 304 | 0,51 |
| Äthylen | 145 | | 283 | 0,51 |
| Chlormethyl | 195,6 | | 416 | 0,47 |
| Sauerstoff | | 92,8 | 155 | 0,60 |
| Argon | | 99 | | |
| Quecksilber (Koch) | | 660 | (945) | 0,70 |

Für die Gemische von Luft und Äthylen erhalten wir nach den Versuchen von Breitenbach die folgenden Werte:

| % Luftgehalt | $c$ | Tkr. | $\frac{c}{\text{Tkr.}}$ |
|---|---|---|---|
| 9,69 | 139 | 268 | 0,52 |
| 45,39 | 115 | 214 | 0,54 |
| 86,44 | 92,5 | 152 | 0,61 |

Hierbei sind die kritischen Temperaturen nach der Mischungsregel berechnet, was für unseren Zweck genügend genau ist.

Es sei bemerkt, dass das Beobachtungsmaterial durch die Formel vorzüglich innerhalb der experimentellen Fehler dargestellt wird. Unsere Gleichung ist auch der Formel von Sutherland überlegen, welche statt $e^{\frac{c}{T}}$ den Ausdruck $1 + \frac{c}{T}$, das erste Glied der Exponentialreihe, enthält, und zwar besonders dadurch, dass der Sutherlandsche Ausdruck für grosse Temperaturkoeffizienten, wie bei den Estern und Quecksilberdampf, gänzlich versagt. Das Hauptresultat unserer Formel ist daher, dass nunmehr der Molekulardurchmesser von seiner Veränderlichkeit mit der Temperatur befreit und eine mit anderen Grössen vergleichbare Konstante geworden ist. Hierdurch erhält auch unsere Kenntnis von der absoluten Zahl und den Dimensionen der Moleküle einen viel sicheren Boden, und es lassen sich von diesem Standpunkte aus diese Grössen einer Revision unterziehen.

Die erhaltenen Zahlenwerte für $c$ sind in hohem Maass von kleinen Fehlern in der schwierigen experimentellen Bestimmung des Temperaturkoeffizienten abhängig. Dies tritt besonders da hervor, wo der Temperaturkoeffizient an sich sehr klein ist, wie bei Wasserstoff.

In Anbetracht dieses Umstandes sind die Werte von $c$ mit genügender Annäherung den kritischen Temperaturen proportional, und die Abweichungen sind sicher teilweise in den Beobachtungsfehlern und nicht allein in Abweichungen vom Gesetz der übereinstimmenden Zustände begründet. Als mittleren Wert für $c$ erhalten wir, wenn wir von Wasserstoff absehen, 0,58 in genügender Übereinstimmung mit unserem Resultat aus der Zustandsgleichung.

Beziehungen zwischen der inneren Reibung verschiedener Gase für übereinstimmende Zustände hat Herr Kamerlingh Onnes abgeleitet, und zwar aus dem Satze, dass sich die molekularen Systeme in korrespondierenden Punkten in mechanisch ähnlichen Zuständen befinden. Seine Beziehung erweist sich bei Kohlensäure und Chlormethyl bis zu Dichten der Flüssigkeit als gut erfüllt. Aus der angenäherten Proportionalität von $c$ und Tkr. geht also hervor, dass auch die „anomalen" Temperaturkoeffizienten der inneren Reibung sich dem Gesetze der übereinstimmenden Zustände einordnen. Wegen des Prinzipes der mechanischen Ähnlichkeit lässt sich hieraus wieder auf die Gleichartigkeit des molekularen Kraftgesetzes schliessen.

Wir wollen nunmehr unsere Resultate benutzen, um eine spezielle Anschauung über das Wesen der Molekularkräfte zu prüfen, aus welcher für $k$, den Faktor des inneren Druckes, welchen wir gleich Eins gesetzt haben, sehr nahe dieser Wert sich theoretisch ergiebt. Da der Zahlenwert für $k$ eng mit dem Kraftwirkungsgesetz zusammenhängt, so haben wir uns, indem wir denselben mit van der Waals gleich Eins gewählt haben, bereits für eine bestimmte Gruppe von Wirkungsgesetzen entschieden. Wie zuerst Herr Bakker gezeigt hat (Journ. de Phys.), ist eine Lösung für die Annahme $k = 1$ die Anziehung umgekehrt proportional der vierten Potenz der Entfernung.

Galitzine hat gezeigt, dass Kraftwirkungen nach diesem Gesetz durch die Resonanzwirkung der Strahlung entstehen können, und Herr van der Waals jr., welcher diesen Gedanken in allgemeinerer Weise behandelt hat (Amsterdam, Akad. v. Wetensch. 1900), zeigt, dass die Differentialgleichungen von Galitzine die erste Annäherung seiner allgemeineren Gleichungen sind. Auch berechnet er, dass die Strahlungskräfte, allerdings nur wenn eine Reihe von Hypothesen erfüllt ist, von der Grössenordnung der Molekularkräfte werden können.

Wenn wir uns aber der Helmholtz-Lorentzschen atomistischen Hypothese der Elektrizität, der Elektronentheorie, anschliessen und eine beschränkte Anzahl gleich viel positiver und negativer Elektronen am oder im Molekül haftend annehmen, so müssen wegen der ungleichförmigen Verteilung der Elektrizitäten im Allgemeinen in erster Linie die elektrostatischen und nicht die elektromagnetischen Kräfte zwischen zwei Molekülen zu berücksichtigen sein. Unsere Betrachtung hat alsdann mit der von Richarz für die chemischen Kräfte eine gewisse Ähnlichkeit, welcher für diese auch elektrostatische Wirkungen der Ionenladungen zu Grunde legt.

Wir machen die einfachste Annahme, dass wir kugelförmige Moleküle vom Durchmesser $\sigma$ haben, und in jedem ein positives und ein negatives Elektron im Abstand $\varepsilon$ voneinander sich befindet, und zwar sollen sie symmetrisch zum Centrum in der Linie eines Durchmessers liegen. Zwei Moleküle haben daher das Bestreben, ihre ungleichnamigen Elektronen einander zuzudrehen und wir wollen für unsere Überschlagsrechnung annehmen, dass Dämpfung vorhanden ist, so dass die Moleküle keine Schwingungen um ihre gegenseitige Gleichgewichtsrichtung ausführen. Das Anziehungsgesetz der Centren zweier Moleküle muss dann, wie leicht zu berechnen, dasselbe sein wie das zweier kleiner Magnete, und es gilt also Anziehung umgekehrt proportional der vierten Potenz der Entfernung, solange $\varepsilon$ klein gegen den Abstand $r$ zweier Centren ist.

Ist daher letzteres der Fall, so ist also unsere Hypothese $k=1$ in Annäherung erfüllt. Andererseits wird sich $\varepsilon$ noch von der Grössenordnung der molekularen Dimensionen ergeben müssen, wenn unsere Hypothese über das Wesen der Molekularkräfte plausibel sein soll.

Wir benutzen die Beziehungen:

$$2) \qquad 2\pi\, \chi(\sigma) = \frac{c}{T}$$

und die aus der angedeuteten Elektronentheorie leicht folgende Gleichung:

$$\chi(\sigma) = \frac{2 \cdot \varepsilon^2 \cdot e^2}{\sigma^3}.$$

$e$ ist die Ladung eines Elektrons, welche gleich der eines einwertigen elektrolytischen Ions gesetzt wird.

Durch geeignete Kombination erhalten wir

$$\varepsilon^2 = \frac{c \cdot (N m u^2) \cdot N \sigma^3}{6 \cdot T (N e)^2}$$

$Ne$ bedeutet das elektrochemische Äquivalent, $N \cdot m$ die Gesamtmasse, $N\sigma^3$ hängt mit $b$ durch der Gleichung zusammen

$$\tfrac{2}{3}\, \pi \cdot N \sigma^3 = b \cdot M$$

worin $M$ das Molekulargewicht bedeutet.

Für das Kohlensäuremolekül berechnet sich auf diese Weise der Abstand $\varepsilon$ der Elektronen zu

$$\varepsilon = 1{,}84 \cdot 10^{-9} \text{ cm},$$

während der Durchmesser des Moleküls ungefähr beträgt

$$\sigma = 8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Die berechnete Entfernung $\varepsilon$ fällt also in die molekularen Dimensionen und steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Es sei bemerkt, dass unsere Schlussweise nicht geändert wird, wenn die Elektronenpaare statt in der Mitte des Moleküls etwa an der Oberfläche haften. Bei mehratomigen Molekülen hat aber auch die erste Auffassung keine Schwierigkeiten. Es ist jedoch am wahrscheinlichsten, dass unsere Entfernung $\varepsilon$ der zwei Elektronen nur eine kompliziertere Anordnung mehrerer Elektronenpaare für die Wirkung nach aussen ersetzt.

Auf alle Fälle scheint aber der erhaltene Wert für $\varepsilon$ wahrscheinlich zu machen, dass die Lösung des Problemes der Molekularkräfte in der angedeuteten Weise zu suchen ist.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 3. Dezember 1900.)

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Boltzmann (Leipzig). Was die Theorie der Zustandsgleichung anbetrifft, so bin ich mit Ihrer Ableitung einverstanden. Bei der Reibung könnte jedoch das Maxwellsche Gesetz gestört sein. Haben Sie dasselbe Ihrer Rechnung zu Grunde gelegt?

Reinganum. Ich habe die Gültigkeit desselben angenommen.

Boltzmann. Diese Annahme halte ich für hypothetisch, doch habe ich, wenn man diese Hypothese annimmt, gegen Ihre Ausführungen nichts einzuwenden.

**Max Wien (Aachen), Über die Erzeugung und Messung von Sinusströmen.**

Eine Schwierigkeit für viele Untersuchungen mit elektrischen Schwingungen, die durch Kondensatorentladungen erzeugt werden, ist die

starke und unregelmässige Dämpfung. Ein akustisches Analogon zu den Schwingungen eines Hertzschen Oscillators würde etwa darin zu finden sein, wenn eine Uhr alle Tage einmal schlüge, und dieser Schlag müsste noch ausserordentlich schnell abklingen. Mit einer solchen Tonquelle könnten Versuche über Resonanz, über Schwebungen u. s. w. nur in sehr unvollkommener Weise angestellt werden.

Das Ideal elektrischer Schwingungen wären kontinuierliche, reine Sinusschwingungen, deren Schwingungsszahl in beliebigen Grenzen etwa zwischen 1 und 1000 Billionen in der Sekunde variiert werden könnte.

Dieses Ideal erreichen die Wechselströme, die ich Ihnen hier vorführen will, noch lange nicht, weil ihre Frequenz sich nicht über 17000 erhebt. In derselben Weise könnte man vielleicht noch bis zu 50000 kommen, aber wohl kaum höher. Hingegen ist die reine Sinusform mit grosser Annäherung erreicht, da keine der höhern Komponenten über 1 Prozent des Grundstroms hinausgeht.

Der Apparat, mit dem diese Schwingungen erzeugt werden, die Wechselstromsirene, ist ähnlich dem v. Kriesschen Induktionsapparat konstruiert. Das Prinzip habe ich schon vor 2 Jahren in Düsseldorf beschrieben; ich kann mich daher sehr kurz fassen. Eine Scheibe aus Messing oder Holz enthält eine Reihe von Eisenstücken, ähnlich wie die Löcher bei einer akustischen Sirene angeordnet, und wird durch einen Motor in schnelle Rotation versetzt. Die Scheibe läuft zwischen den Polen eines Elektromagneten, dessen Pole eine Wickelung aus dünnem Kupferdraht tragen. Jedesmal, wenn ein Eisenstück der Scheibe zwischen den Polen des Elektromagnetes vorbeikommt, ändert sich die Anzahl der magnetischen Kraftlinien, und es entsteht ein Wechselstrom, dessen Schwingungszahl = der Anzahl der Eisenstücke mal der Umdrehungszahl des Motors ist. Sind z. B. 250 Eisenstücke vorhanden und macht der Motor 16 Touren in der Sekunde, so ist die Frequenz des Wechselstromes = 4000.

Die so erzeugte elektromotorische Kraft ist durchaus nicht sinusförmig. Der Strom wird jedoch durch elektrische Resonanz von den Oberströmen gereinigt. Zu diesem Zweck schaltet man einen passenden Kondensator und Induktionsrollen in den Stromkreis ein, dann ist die Stromamplitude $= \dfrac{E}{\sqrt{W^2 + \left(nL - \dfrac{1}{nC}\right)^2}}$,

worin $n$ die Schwingungszahl, in $2\pi$ Sekunden, $E$ die Amplitude der elektromotorischen Kraft, $W$ den Widerstand, $L$ die Selbstinduktion und $C$ die Kapazität bedeuten. Für $n^2 = \dfrac{1}{CL}$ wird das 2. Glied im Nenner = 0 und der Strom hat ein Maximum. Dies möchte ich Ihnen zunächst einmal zeigen. Es ist in unserem Fall $W = 32{,}0$ Ohm, $L = 3{,}09 \cdot 10^7$, $C = 0{,}051$ M. F.; im Nebenschluss ist ein Kohlrauschsches Dynamometer eingeschaltet, welches den Strom anzeigt. Sie sehen, dass, wenn ich jetzt die Tourenzahl des Motors allmählich erhöhe, der Ausschlag des Dynamometers steigt, für $N = 4008$ ein ausgesprochenes Maximum erreicht, um dann wieder schnell zu sinken.

Hierauf beruht die Reinigung des Stromes der Wechselstromsirene von den Oberströmen, indem durch die Resonanzschaltung nur der Grundstrom erheblich verstärkt wird, die andern Ströme nur in sehr geringem Masse.

Alle Resultate der Theorie in Bezug auf die Resonanz lassen sich mit Hilfe dieser schnellen Sinusströme mit grosser Genauigkeit wiedergeben, z. B. die Rückwirkung eines resonierenden Systems. Koppelt man ein zweites elektrisches System, das auf die gleiche Schwingungszahl eingestimmt ist $\left(n_1 = \dfrac{1}{\sqrt{C_1 L_1}} = \dfrac{1}{\sqrt{C_2 L_2}} = n_2\right)$ mit dem eben besprochenen, indem man eine Induktionsrolle des Systems I auf eine andere, die dem System II angehört, legt, so ergiebt die Theorie 2 Maxima der Stromintensität, und dazwischen ein Minimum, wenn die Schwingungszahl des Stromes gerade mit der gemeinsamen Eigenperiode der beiden Systeme übereinstimmt ($n = n_1 = n_2$). Sie sehen, dass jetzt der Dynamometerausschlag 2 ausgesprochene Maxima besitzt, und dass dazwischen ein Minimum liegt, in welchem die Stromintensität annähernd = 0 wird, genau an der Stelle, wo vorhin bei dem einfachen System das Maximum war.

Die in der angegebenen Weise erzeugten Sinusströme sollen vor allem dazu dienen, Messungen elektromagnetischer Grössen anzustellen und ihre Änderungen mit der Schwingungszahl zu verfolgen. Solche Messungen geschehen meistens mittels der Wheatstoneschen Brückenkombination, und wir brauchen daher ein Instrument, das eine empfindliche Nulleinstellung gestattet.

Das Hörtelephon ist an sich empfindlich genug. Leider ermüdet das Ohr bei den hohen Tönen ausserordentlich schnell; ausserdem stellt sich oft ein subjektives Nachklingen im Ohr ein, so dass die Einstellungen äusserst schwierig werden. Für tiefere Schwingungen wären das optische Telephon und das Rubenssche Vibrationsgalvanometer geeignet. Diese Apparate haben sich, obgleich sie bei manchen Messungen Vorteile bieten, wenig eingebürgert, vielleicht weil das Arbeiten damit zunächst einige Schwierigkeiten bietet. Daher möchte ich Ihnen hier eine Abart des Vibrationsgalvanometers vor-

führen, die sich mehr an die gewöhnlichen Galvanometer anschliesst, und deren Handhabung daher wohl leichter sein dürfte.

Das Prinzip ist sehr einfach: Denken Sie sich ein modernes leichtes Galvanometersystem statt an einem dünnen Quarzfaden aufgehängt, in der Mitte eines ausgespannten Drahtes befestigt. Die Schwingungsdauer wird dadurch sehr viel kürzer und die Empfindlichkeit dementsprechend kleiner. Nur für einen Wechselstrom, dessen Periode gerade mit der Eigenperiode des Systems übereinstimmt, wird dasselbe in verhältnismässig starke Torsionsschwingungen geraten. Es ist also gewissermassen eine Anwendung der Multiplikationsmethode auf ein System mit kurzer Periode. Das magnetische Feld ist verstärkt durch Einlegen eines Kernes aus weichen dünnen Eisendrähten in die Galvanometerrollen.

Für ganz hohe Frequenzen, über 2000 in der Sekunde, benutzte ich ein Bellati-Giltaysches Dynamometer mit sehr leichtem System. Ich schicke dieses System mit einigen Systemen für das Vibrationsgalvanometer herum. Die Empfindlichkeit des Dynamometers übersteigt nicht $10^{-7}$ Ampère, dieselbe ist jedoch für alle Schwingungszahlen dieselbe, während mit dem Vibrationsgalvanometer für eine Frequenz von 100 ein Strom von $7 \cdot 10^{-10}$ noch nachgewiesen werden konnte, jedoch nahm die Empfindlichkeit hier mit dem Quadrat der Schwingungszahl ab.

Ich möchte hier nicht näher auf die Apparate eingehen. Ich habe sie drüben in meinem Zimmer aufgestellt und bin gerne bereit, dieselben in Thätigkeit zu zeigen, falls sich jemand der Herren dafür interessieren sollte.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 21. Dezember 1900.)

### Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Grützner: Ich habe vor einiger Zeit, ähnlich wie v. Kries, einen Apparat zu physiologischen Zwecken gebaut, der dem von Ihnen beschriebenen sehr ähnlich war. Ich habe ihn Reiz-Sirene genannt. Zwischen den zwei Polen eines Siemensschen Telephons rotierte ein Rad mit eisernen Zähnen von verschiedener Gestalt. Es kam dann die Erscheinung zu stande, die der Vortragende geschildert hat. Man konnte damit auch nachweisen, dass gewisse Nerven für langsam ansteigende Ströme, andere für schnell ansteigende Ströme besser erregbar sind.

M. Wien: Es wird mich sehr interessieren, die Versuche kennen zu lernen[1]).

1) Die Grütznersche Reizsirene liefert, ebenso wie der v. Kriessche Induktionsapparat Wechselströme von geringer Frequenz, die sich wohl für physiologische Versuche, jedoch wegen ihrer geringen Intensität und grossen Abweichung von der Sinusform wohl kaum für physikalische Messungen eignen dürften.

# BESPRECHUNGEN.

**W. Ostwald, Grundlinien der anorganischen Chemie.** XX u. 795 Seiten mit 122 Figuren. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1900. Preis in Lwdbd. 16 Mk., Hfz. 18 Mk.

Dass eine Darstellung der anorganischen Chemie seitens des Verfassers nicht nur dem Chemiker, sondern ebenso dem Physiker eine wertvolle Gabe bringt, bedarf keiner besonderen Versicherung. Schon länger hätte das durch seine Mannigfaltigkeit erdrückende Material anorganisch-chemischer Thatsachen einer Hand bedurft, die es in die physikalisch-chemischen Gesetze einordnete, um Klarheit einerseits über den wissenschaftlichen Besitzstand, andererseits über die der Lösung harrenden Probleme zu schaffen. Dies ist in dem vorliegenden Werke in Bezug auf die Grundlinien der anorganischen Chemie, d. h. ohne Vollständigkeit in den Einzelheiten zu erstreben, mit kundiger Hand geschehen. Das Buch hat aber gleichzeitig den Zweck, den Hochschulunterricht der anorganischen Chemie im Sinne der modernen Theorien umzugestalten, und es ist deshalb ein sorgfältig erwogener Lehrgang nach pädagogischen Rücksichten eingeschlagen. Die allgemeinen Gesetze werden stets an der Hand konkreter Beispiele entwickelt und der speziellen Behandlung der Elemente und ihrer Verbindungen geht eine kursorische Übersicht derselben voraus, nachdem die allgemeinsten Erfahrungssätze entwickelt sind. Von besonderem Interesse ist dieser einleitende Teil, weil hier die Eigenart des Verfassers am meisten zum Ausdruck kommt: die hier bethätigte Abneigung gegen den Gebrauch theoretischer Anschauungsbilder, wie der Atome und Molekeln, wenn dieselben sich auch im Laufe der Wissenschaft einen noch so weit anerkannten Platz erworben haben, geht wohl etwas weiter, als dass es auf allgemeine Zustimmung rechnen dürfte; die Anschaulichkeit der Darstellung wird hier geopfert oder doch beeinträchtigt, um nicht den — kaum gefährlichen — Schein zu erwecken, als sollen die Hypothesen für absolute Wahrheiten gelten.

Natürlich soll damit nicht gesagt sein, dass die empirische Behandlungsweise eine objektiv unrichtige sei; das ist Ansichtssache; und jedenfalls ist durch die Darstellungskunst des Verfassers die Gefahr der Unanschaulichkeit weitergehend vermieden, als es wohl sonst möglich wäre. In einem gewissen Gegensatz zu der Sparsamkeit in Hypothesen steht andererseits die Aufnahme des Metastabilitätsbegriffes (S. 495), für dessen Existenzberechtigung im Unterschied zur Labilität bisher noch keine Belege gefunden werden konnten. Ebenso ist das Gesetz vom Ersterscheinen der unbeständigsten Form (S. 215) wohl nur als eine Regel zu betrachten, die häufig Ausnahmen zeigt (vgl. Wald, Ztschr. physik. Chem. **24**, 509, 1897). Zu erwähnen sind ferner zwei neue deutsche Wortbildungen: „Räumlichkeit" und „Formart" an Stelle der international bekannten Bezeichnungen „spezifisches Volum" und „Aggregatzustand".

In Bezug auf die spezielle Behandlung des Stoffes könnte man vielleicht vermuten, dass den physikalisch-chemischen Gesetzen zu Liebe der rein chemische Thatsacheninhalt der anorganischen Chemie zu kurz gekommen sei, doch wird man bewundern und staunen, wie vielseitig gerade in dieser Beziehung die Darstellung ist. Die mannigfachsten Thatsachen der Technik und des täglichen Lebens sind behandelt und oft in origineller neuer Auffassung wiedergegeben oder zu anderen Erscheinungen in Beziehungen gesetzt, die für das Verständnis wesentliche Fortschritte bedeuten. Dass man ausserdem über Thatsachen von speziell physikalisch-chemischem Interesse, wie die Existenzbedingungen der Salzhydrate, Dampfdruckverhältnisse, Hydrolyse, Dissoziation etc. vollständiger Auskunft erhält, als in fast allen bisherigen Lehrbüchern der Chemie, braucht nicht besonders hervorgehoben zu werden.

An Unrichtigkeiten im einzelnen ist kaum etwas zu erwähnen: die sauren Salze des Schwefelwasserstoffes reagieren nicht neutral (S. 278), sondern stark alkalisch, es hätte hier dieselbe Argumentation angeführt werden müssen, wie sie bei den Bikarbonaten (S. 467) richtig gegeben ist. Die S. 49 aufgestellte Behauptung, dass Sauerstoffgas in sehr dicken Schichten blau ist, dürfte auf einer Verwechslung mit dem Himmelsblau beruhen, während die weisse Farbe des Sternen- und Mondlichts beweist, dass keine bemerkbare Absorptionsfarbe vorliegt.

Einer besonderen Empfehlung bedarf das interessante Buch seitens des Berichterstatters nicht.

R. A.

(Eingegangen 11. Dezember 1900.)

**Rud. Arendt. Technik der Experimentalchemie.** 3. Aufl. XXXVI und 822 Seiten mit 878 Holzschnitten und 1 Tafel. Hamburg, L. Voss. 1900. 20 Mk.

Das vorliegende Werk verdient insofern die besondere Beachtung des Physikers und Physikochemikers, als es mit sehr grosser Vollständigkeit Apparate und Manipulationen beschreibt und im Bilde vorführt, welche bei den verschiedensten Experimentalarbeiten sich als praktisch bewährt haben. Neben den täglichen Hilfsmitteln des Laboratiums findet man eine grosse Reihe weniger bekannter Apparate und Vorrichtungen beschrieben, die vorkommendenfalls ausgezeichnete Dienste leisten können und deren Sammlung deshalb sehr dankenswert ist. Für den Gebrauchsfall ist sehr zweckmässigerweise am Schlusse des Buches von einer empfehlenswerten Leipziger Bezugsquelle (Hugershoff) ein Preisverzeichnis der abgehandelten Apparate angefügt.

Der zweite Teil des Werkes enthält eine detaillierte Beschreibung und Anleitung chemischer Vorlesungsversuche, die für den Leserkreis der Zeitschrift geringeres Interesse bietet. Die neuere Elektro- und Physikochemie hat keine Berücksichtigung gefunden.

R. A.

(Eingegangen 11. Dezember 1900.)

## Personalien.

Am 14. Dezember starb in Denver (Colorado) der Elektrochemiker Karl Höpfner, 42 Jahre alt.

Der in weiteren Kreisen durch seine Mikrotome etc. bekannte Mechaniker R. Jung in Heidelberg ist, 55 Jahre alt, gestorben.

## Berichtigungen.

Zu dem Aufsatze „Zur Anwendung der Fourierschen Reihenentwickelung in der Optik" von C. H. Wind (II, S. 189) ist

Seite 192 links Zeile 19 v. u.: statt 194 zu lesen: 193,
„ „ rechts „ 24 „ : „ 190 „ „ : 191,
„ 193 links „ 6 v. o.: „ *x* „ „ : *n*
„ „ „ „ 2 v. u.: „ „nachher über alle" zu lesen: „über alle ungeraden",
„ „ „ „ 1 „ : nach dem Zeichen ∞ einzusetzen: „und dann über die ungeraden Werte von *m* und die geraden von *n*",
„ 193 rechts Zeile 15 v. o.: statt 191 zu lesen: 192,
„ 194 links „ 23 v. u.: „ „zu denjenigen Zeitpunkten": zu lesen „in Zeitteilen",
„ „ „ „ 22 v. u.: nach „Superposition" einzusetzen: „fortwährend".

**Anzeige.**

# Physiker

tüchtig und vermögend, kann als **Socius** in ein **gut rentierendes** physikalisch-technisches Laboratorium eintreten. Interessante Thätigkeit. Offerten mit Angabe der ev. verfügbaren Mittel unter **G. Q. 131** an **Rudolf Mosse, Berlin W.,** Leipzigerstr. 103.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.